

# Слабополевое магнитосопротивление двумерных электронов в гетероструктурах $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{InP}$ в режиме замороженной фотопроводимости

© Д.Д. Быканов, А.М. Крещук, С.В. Новиков, Т.А. Полянская, И.Г. Савельев

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,  
194021 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 5 февраля 1998 г. Принята к печати 10 февраля 1998 г.)

Проведено исследование слабополевого магнитосопротивления двумерного электронного газа в селективно легированных гетероструктурах  $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{InP}$  при изменении состояния системы путем освещения образца межзонным светом и перевода его в состояние замороженной фотопроводимости. Определены и проанализированы концентрационные зависимости параметров, характеризующих фазовую ( $H_\varphi$ ) и спиновую ( $H_s$ ) когерентности, как в области малой концентрации, где носители находятся только в первой подзоне размерного квантования, так и в области заполнения второй подзоны. Качественное описание всех наблюдавшихся в эксперименте особенностей получено при учете перераспределения зарядов в режиме замороженной фотопроводимости и большой роли процессов, происходящих во второй подзоне размерного квантования, даже при ее малом заполнении.

## 1. Введение

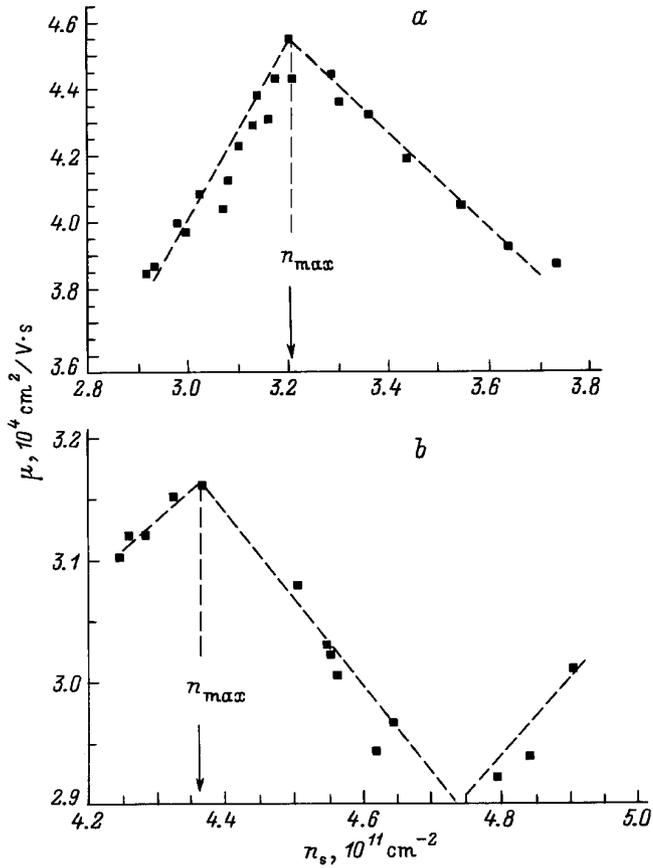
В нашей предыдущей работе [1] приведены результаты исследования влияния спин-орбитального расщепления подзоны размерного квантования на эффект слабой локализации двумерных электронов на гетерогранице  $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{InP}$ . Показана существенная роль расщепления, связанного с отсутствием симметрии квантовой ямы на гетерогранице. В той же работе приведены первые результаты исследования гетероструктур, в которых наблюдается заполнение второй подзоны размерного квантования в режиме замороженной фотопроводимости. Обнаружено уменьшение роли спин-орбитального рассеяния при появлении носителей во второй подзоне. Это проявляется в увеличении характерного параметра (в размерности магнитного поля)  $H_\varphi$ , обратно пропорционального времени релаксации фазы волновой функции электронов  $\tau_\varphi$ , а также в уменьшении параметра  $H_s$ , характеризующего частоту спин-орбитального рассеяния  $\tau_s^{-1}$ . Проведенный в работе [2] теоретический анализ магнитосопротивления, связанного с подавлением слабой локализации двумерных электронов в двух подзонах при быстром межподзонном рассеянии, учитывал только изменение коэффициента диффузии, связанное с изменением плотности состояний. В этом случае оба параметра  $H_\varphi$  и  $H_s$  должны возрастать скачком при появлении носителей во второй подзоне. Учет того факта, что межподзонные переходы также могут приводить к сбою фазы и спина электронов, может только увеличить характерные магнитные поля из-за уменьшения эффективных значений  $\tau_\varphi$  и  $\tau_s$ . Таким образом наблюдавшееся в работе [1] уменьшение величины  $H_s$  при заполнении второй подзоны остается не объясненным и требует дальнейшего исследования.

В представляемой работе приводятся результаты детального исследования вариации знакопеременного магнитосопротивления двумерных электронов в гетероструктурах  $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{InP}$  при изменениях состоя-

ния структуры, индуцированных эффектом замороженной фотопроводимости, вплоть до заполнения второй подзоны размерного квантования.

## 2. Образцы и методика эксперимента

Селективно легированные гетероструктуры  $\text{InP}/\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$  с двумерным электронным газом (2МЭГ) выращивались жидкофазной эпитаксией на подложках полуизолирующего  $\text{InP}(100)$  и состояли последовательно из буфера  $\text{InP}$   $p$ -типа проводимости с концентрацией  $p < 10^{15} \text{ см}^{-3}$  и толщиной  $d = 1 \text{ мкм}$ ; слоя  $\text{InP}$  — источника электронов с концентрацией доноров от  $10^{16}$  до  $2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$  и верхнего слоя  $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ , содержащего 2МЭГ ( $p \simeq 10^{15} \text{ см}^{-3}$  и  $d = 0.3 \text{ мкм}$ ) [3]. В процессе установления теплового равновесия в такой структуре электроны с доноров в слое  $\text{InP}$  переходят в узкозонный слой  $\text{InGaAs}$ , образуя 2МЭГ в потенциальной яме у гетерограницы. Изменения состояния гетероструктуры осуществляются путем освещения светом  $\text{GaAs}$ -светодиода, расположенного на держателе в непосредственной близости от образца. При этом электрон-дырочные пары генерируются в слое объемного заряда в  $\text{InGaAs}$  и разделяются встроенным электрическим полем таким образом, что электроны попадают в квантовую яму на гетерогранице, а дырки нейтрализуют объемный заряд в  $\text{InGaAs}$ . В результате концентрация 2МЭГ увеличивается вплоть до полной компенсации встроенного заряда в слое  $\text{InGaAs}$ . При низких температурах новое состояние образца остается неизменным в течение длительного времени и называется замороженной фотопроводимостью (ЗФП). Из описанного выше механизма замороженной фотопроводимости следует, что максимальное изменение концентрации 2МЭГ определяется остаточной концентрацией примесей в узкозонном слое, в нашем случае  $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ . Для получения 2МЭГ с высокой подвиж-



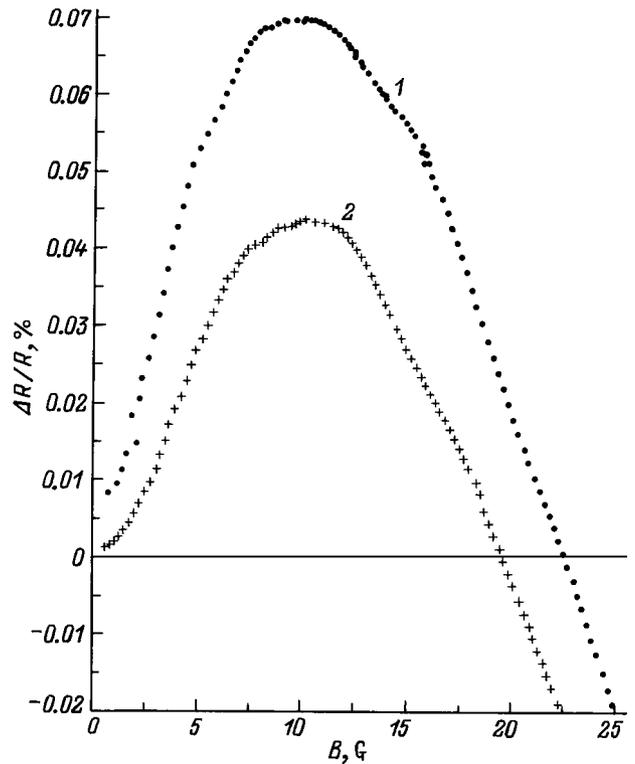
**Рис. 1.** Подвижность двумерных электронов в гетероструктурах  $InP/In_{0.53}Ga_{0.47}As$  при  $T = 1.85\text{ K}$  в зависимости от концентрации  $n_s$ . Исходная концентрация электронов  $n_s^0, 10^{11}\text{ cm}^{-2}$ :  $a - 2.9$ ,  $b - 4.25$ . Зависимости получены путем последовательной подачи импульсов света на образец и проведения гальваномагнитных измерений в режиме замороженной фотопроводимости. Максимум на зависимостях соответствует появлению носителей во второй подзоне размерного квантования.

ностью этот слой делают как можно более чистым. В результате изменение концентрации 2МЭГ под воздействием ЗФП оказывается очень слабым. В работе [4] продемонстрировано, что при использовании верхнего слоя  $InGaAs$  толщиной менее  $1\text{ мкм}$  необходимо учитывать перезарядку не только остаточных примесей в слое, но также и состояний на поверхности слоя  $InGaAs$ . Это позволяет, используя эффект ЗФП, существенно изменять концентрацию 2МЭГ даже в образцах с малой концентрацией примесей в узкозонном слое. В связи с этим в качестве объекта исследования были выбраны образцы с толщиной верхнего слоя порядка  $0.3\text{ мкм}$ , у которых в исходном состоянии была заполнена одна подзона размерного квантования, а в режиме насыщения замороженной фотопроводимости — две подзоны. Изменение параметров 2МЭГ под воздействием последовательных импульсов света представлено на рис. 1. Здесь показана зависимость низкотемпературной

( $T = 1.85\text{ K}$ ) подвижности  $\mu$  от холловской концентрации носителей  $n_s$  для двух исследованных образцов.

Известно (см., например, [5]), что в двумерном случае подвижность уменьшается при начале заполнения второй подзоны размерного квантования. Это связано с возникновением нового канала релаксации импульса за счет межподзонного рассеяния. В идеальном случае должно наблюдаться скачкообразное падение подвижности. Однако в реальных структурах этот переход размыт за счет теплового и столкновительного уширения, а также из-за существования крупномасштабных флуктуаций концентрации 2МЭГ [6]. Таким образом, наблюдаемый на экспериментальных зависимостях  $\mu(n_s)$  максимум подвижности на рис. 1 свидетельствует о том, что, несмотря на различную исходную концентрацию 2МЭГ, в обоих образцах наблюдается заполнение второй подзоны размерного квантования. Положение же этого максимума позволяет определить концентрацию носителей  $n_{max}$ , при которой начинает заполняться вторая подзона размерного квантования.

Подготовка образцов и методика измерения магнитосопротивления описана в работе [1]. По сравнению с измерениями, представленными в [1], мы повысили точность эксперимента за счет его автоматизации. В результате путем фиксации большего количества экспериментальных точек удается наблюдать изменения в экспериментальных зависимостях при малом изменении состо-



**Рис. 2.** Зависимости магнитосопротивления  $\Delta R/R$  от магнитного поля  $B$  в области начала заполнения второй подзоны размерного квантования ( $T = 1.85\text{ K}$ ) для двух состояний образца с концентрациями электронов  $n_s$ :  $1 - 0.98n_{max}$ ,  $2 - 1.02n_{max}$ .

яния образца. Эта возможность весьма существенна для решения задачи данной работы — изучения эффектов слабой локализации в присутствии спин-орбитального рассеяния в условиях, когда уровень Ферми находится вблизи дна второй подзоны размерного квантования. На рис. 2 представлены две кривые зависимости магнитосопротивления

$$\frac{\Delta R}{R} = \frac{[R(B) - R(0)]}{R(B)}$$

от магнитного поля  $B$  для двух состояний образца с концентрациями, близкими к  $n_{\max}$ . Видно, что изменение концентрации на 5% приводит к заметному изменению зависимости  $\Delta R/R = f(B)$ .

### 3. Экспериментальные результаты и их анализ

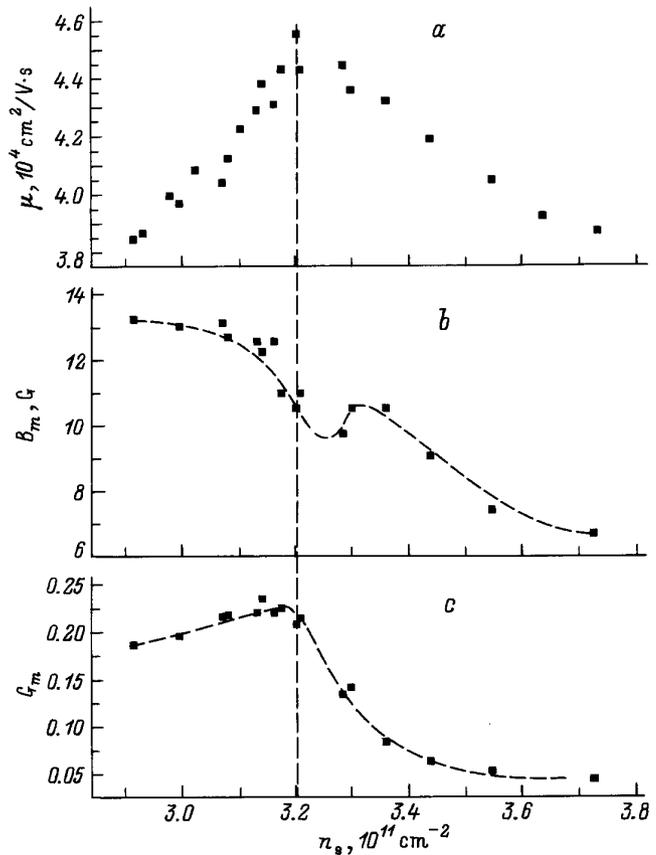
Из представленных на рис. 2 экспериментальных зависимостей магнитосопротивления от магнитного поля видно, что наблюдается знакопеременное магнитосопротивление, как в случае  $n_s < n_{\max}$ , когда электроны сосредоточены только в одной подзоне размерного квантования, так и при  $n_s > n_{\max}$ , когда носители начинают заполнять вторую подзону. Известно, что при изменении как температуры, так и магнитного поля квантовые поправки к проводимости 2МЭГ пропорциональны константе  $G_0 = e^2/2\pi^2\hbar$ . В связи с этим экспериментальная зависимость магнитосопротивления пересчитывалась в магнитопроводимость на основе выражения

$$\frac{\Delta\sigma(B)}{G_0} = \frac{-(\Delta R/R)}{G_0 R(0)},$$

справедливого в слабых магнитных полях  $\mu B \ll 1$ . В зависимостях знакопеременной магнитопроводимости (так же как и магнитосопротивления) от магнитного поля существует особая точка — экстремум. Параметры этого экстремума, а именно — величина магнитного поля  $B_m$ , при котором наблюдается экстремум, и значение модуля магнитопроводимости в этом экстремуме  $G_m \equiv |\Delta\sigma(B_m)/G_0|$ , использованы нами в качестве величин, характеризующих экспериментальные зависимости магнитопроводимости. На рис. 3, *b, c* представлены экспериментальные зависимости этих величин от концентрации носителей  $n_s$ . Различные точки на этом графике соответствуют различным состояниям одного образца, полученным подачей последовательных импульсов света от GaAs-светодиода. Вертикальная штриховая прямая на этом рисунке соответствует концентрации  $n_{\max}$ , т.е. максимуму в зависимости  $\mu(n_s)$ . Видно, что при увеличении концентрации наблюдается падение как величины  $B_m$ , так и  $G_m$ . Однако резкий спад модуля величины магнитопроводимости  $G_m$  наблюдается сразу же при появлении носителей во второй подзоне, т.е. при  $n_s \geq n_{\max}$ . Уменьшение величины магнитного поля  $B_m$  начинается при  $n_s < n_{\max}$ , когда электроны во второй

подзоне еще отсутствуют, в области же  $n_s > n_{\max}$  наблюдается локальный максимум величины  $B_m$ .

Для того чтобы понять физический смысл наблюдаемых особенностей, остановимся на квантовой теории магнитопроводимости, связанной с подавлением слабой локализации в присутствии спин-орбитального рассеяния. Эффект интерференции когерентных электронных состояний (слабая локализация) определяется не только фазой волновой функции электрона, но и спиновой поляризацией. Последняя учитывается рассмотрением триплетного и синглетного вкладов в интерференционный член [7,8]. При сильном спин-орбитальном взаимодействии ( $\tau_s \ll \tau_\varphi$ ) основную роль играет синглетный член. В результате происходит инверсия знака температурной поправки к проводимости и магнитосопротивление в слабом магнитном поле становится положительным (так называемый эффект "антилокализации"). При возрастании магнитного поля синглетный вклад в интерференцию подавляется, возрастает роль триплетного члена и магнитосопротивление становится отрицательным. Вышеописанный эффект знакопеременного магнитосопротивления свидетельствует о достаточно сильном спин-орбитальном взаимодействии в электронном газе и позволяет изучить его природу.



**Рис. 3.** Концентрационные зависимости подвижности (*a*), а также параметров, которые характеризуют антилокализационный минимум в магнитопольной зависимости магнитопроводимости: *b* — магнитного поля  $B_m$ , *c* — модуля нормированной магнитопроводимости  $G_m$ .

В соединениях  $A^{III}B^V$  наиболее эффективен механизм релаксации спина носителей Дьяконова–Переля [9], обусловленный совместным действием какого-либо механизма релаксации импульса и расщеплением зоны делокализованных состояний. При этом в выражении для квантовой магнитопроводимости появляются два члена

$$\frac{\Delta\sigma}{G_0} = \Phi_1(B) + \Phi_3(B), \quad (1)$$

соответствующих подавлению когерентности синглетного ( $\Phi_1$ ) и триплетного ( $\Phi_3$ ) состояний. Слагаемые в выражении (1) имеют разные знаки и таким образом приводят к знакопеременному магнитосопротивлению. Характерным параметром синглетного члена  $\Phi_1$  является время сбоя фазы волновой функции электрона  $\tau_\varphi$  и соответствующая величина характерного магнитного поля

$$H_\varphi \equiv \frac{\hbar c}{4eD\tau_\varphi}, \quad (2)$$

где  $D = \sigma/e^2\nu$  — коэффициент диффузии,  $\sigma$  — проводимость,  $\nu$  — плотность состояний. Выражение для  $\Phi_1(B)$  в двумерном случае обычно записывают в следующем виде [8]:

$$\Phi_1(B) = -\frac{1}{2}f_2\left(\frac{B}{H_\varphi}\right), \quad (3)$$

$$f_2(x) = \Psi\left(\frac{1}{2} + \frac{1}{x}\right) + \ln x,$$

где  $\Psi(x)$  — дигамма-функция.

Триплетный член  $\Phi_3(B)$  связан с подавлением магнитным полем как фазовой, так и спиновой когерентности и зависит как от  $\tau_\varphi$ , так и от характеристик спин-орбитальной релаксации. В настоящее время показано [10], что функциональный вид выражения  $\Phi_3(B)$  определяется зависимостью спинового расщепления  $\Omega(k)$  от волнового вектора  $k$  и соответствующими механизмами спиновой релаксации. Если преобладает только один из механизмов релаксации, то справедливым является выражение, предложенное в первых работах по квантовым поправкам [8],

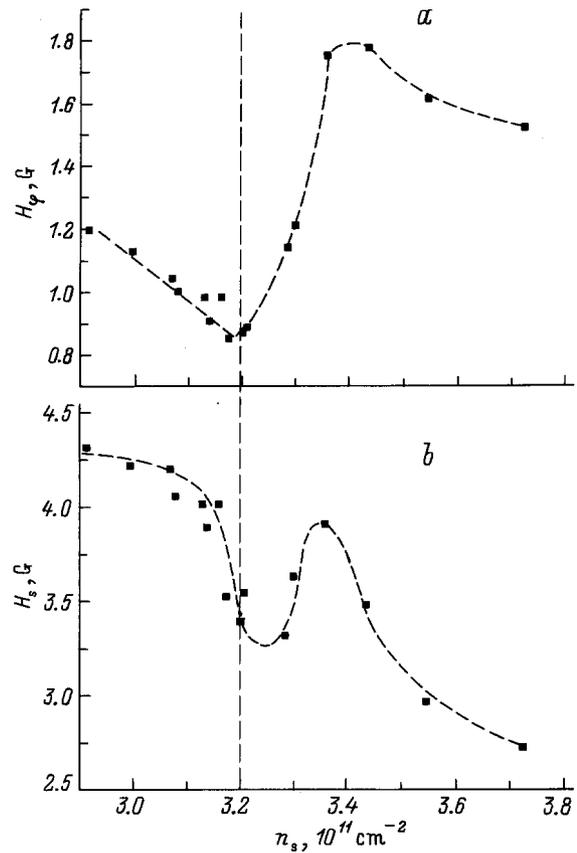
$$\Phi_3(B) = \frac{3}{2}f_2\left(\frac{H}{H_\varphi + H_s}\right), \quad (4)$$

где величина

$$H_s \equiv \frac{\hbar c}{4eD\tau_s} \quad (5)$$

определяется временем релаксации спина из-за спин-орбитального взаимодействия ( $\tau_s$ ).

Если сбой спиновой когерентности определяется несколькими различными механизмами спин-орбитального взаимодействия, то необходимо учитывать интерференцию этих процессов. Это приводит к тому, что для правильного определения характерных времен спиновой релаксации необходимо использовать более сложное выражение для триплетного члена, чем (4), —



**Рис. 4.** Зависимости параметров фазовой  $H_\varphi$  (a) и спиновой  $H_s$  (b) когерентностей от концентрации электронов. Пунктирная прямая соответствует концентрации  $n_{\max}$ , при которой носители начинают заполнять вторую подзону размерного квантования.

с несколькими параметрами, характеризующими спиновое расщепление [10]. При этом, вид зависимости магнитосопротивления от магнитного поля качественно не изменяется. В данной работе мы не ставили перед собой задачу детального изучения механизмов релаксации спина, поэтому при анализе экспериментальных зависимостей мы использовали выражение (4) для описания триплетных членов и выражение (1) — для зависимости  $\Delta\sigma(B)$ . При этом анализ выражения (1) показывает, что величина магнитопроводимости в экстремуме  $G_m$  однозначно определяется одним параметром  $b = H_s/H_\varphi$ . Поэтому, исходя из приведенных на рис. 3, с данных, по экспериментальным величинам  $G_m$  мы определяем величины отношений характерных магнитных полей  $b$  и далее — по величине магнитного поля, соответствующего экстремуму  $B_m$  (рис. 3, b) — находим значения магнитных полей, характеризующих сбой фазовой ( $H_\varphi$ ) и спиновой ( $H_s$ ) когерентностей. Полученные таким образом зависимости характерных магнитных полей от концентрации показаны на рис. 4. Вертикальной штриховой прямой на рисунке отмечена концентрация  $n_{\max}$ .

## 4. Анализ концентрационных зависимостей характерных магнитных полей

### 4.1. Параметр фазовой когерентности

Рассмотрим представленную на рис. 4, *a* концентрационную зависимость магнитного поля  $H_\varphi$ , характеризующую скорость релаксации фазы волновой функции электронов из-за неупругих столкновений. При малых  $n_s$  электроны находятся только в нижней подзоне, поэтому величина  $H_\varphi$  определяется длиной диффузии электронов в первой подзоне за время  $\tau_\varphi$ , иначе говоря,  $H_\varphi = H_{\varphi 1}$ . В работе [1] было показано, что релаксация фазы электронов в первой подзоне в исследуемых структурах происходит за счет электрон-электронных столкновений с малой передачей импульса [11]. При этом в первом приближении  $\tau_\varphi \sim \sigma_0$  и  $H_\varphi \sim (D\tau_\varphi)^{-1} \sim \sigma_0^{-2}$  ( $\sigma_0$  — проводимость при  $B = 0$ ) и при увеличении концентрации носителей в канале (возрастании  $\sigma_0$ ) наблюдается падение величины  $H_\varphi$ . При заполнении двух подзон размерного квантования найденный нами параметр  $H_\varphi$  является эффективным параметром, определяемым свойствами электронов как первой, так и второй подзон, а также межподзонными переходами. В случае быстрой межподзонной релаксации со временем  $\tau_{12} \ll \tau_\varphi$  коэффициент диффузии и обратные времена релаксации должны усредняться с весовыми коэффициентами, равными плотности состояний в подзонах. При этом для 2МЭГ получаем

$$H_\varphi \cong \frac{1}{\sigma}(\sigma_1 H_{\varphi 1} + \sigma_2 H_{\varphi 2}), \quad (6)$$

где  $\sigma = \sigma_1 + \sigma_2$  — проводимость системы, состоящей из двух подзон, а индексы соответствуют номеру подзоны. Если концентрация носителей во второй подзоне много меньше чем в первой, т.е.  $\sigma_1 \gg \sigma_2$ , то

$$H_\varphi \cong H_{\varphi 1} \left(1 + \frac{\sigma_2 H_{\varphi 2}}{\sigma H_{\varphi 1}}\right) \approx H_{\varphi 1} \left(1 + \frac{\sigma}{\sigma_2}\right). \quad (6a)$$

Здесь предполагается, что релаксация фазы волновой функции электронов в обеих подзонах осуществляется за счет электрон-электронного взаимодействия с малой передачей импульса [9] и  $\frac{H_{\varphi 2}}{H_{\varphi 1}} \approx \left(\frac{\sigma_1}{\sigma_2}\right)^2$ . Анализ выражения (6a) показывает, что при  $n_s > n_{\max}$  должен наблюдаться скачкообразный рост величины  $H_\varphi$ , связанный с существенным вкладом релаксации фазы электронов во второй подзоне в эффективную скорость релаксации фазы. При дальнейшем увеличении заполнения второй подзоны должно наблюдаться уменьшение  $H_\varphi$ , связанное с нарушением условия  $\sigma_1 \gg \sigma_2$ , и в пределе сильного заполнения второй подзоны, когда  $\sigma_1 \approx \sigma_2$ , должно выполняться соотношение  $H_\varphi \approx H_{\varphi 1}$ . Легко видеть, что проведенный анализ качественно описывает экспериментальную зависимость  $H_\varphi(n_s)$  на рис. 4, *a* во всем исследованном диапазоне концентрации 2МЭГ.

Таким образом резкий скачок величины  $H_\varphi$ , характеризующей собой фазовую когерентности, при появлении носителей во второй подзоне размерного квантования связан не со скачком в плотности состояний, как предполагалось ранее [2], а с большой скоростью релаксации фазы волновой функции электронов  $1/\tau_\varphi$  во второй подзоне размерного квантования при малом ее заполнении.

### 4.2. Параметр спиновой когерентности

Рассмотрим представленное на рис. 4, *b* изменение параметра спиновой когерентности  $H_s$  при увеличении концентрации 2МЭГ в режиме замороженной фотопроводимости. Из данных, приведенных на рис. 4, *b*, видно, что существует общая тенденция к уменьшению величины  $H_s$  при возрастании  $n_s$  в режиме ЗФП. Причем эта тенденция проявляется уже при значениях  $n_s < n_{\max}$ , соответствующих заполнению только одной подзоны размерного квантования, когда  $H_s = H_{s1}$ , и определяется только коэффициентом диффузии  $D$  и временем релаксации спина электронов  $\tau_s$  в первой подзоне размерного квантования.

В нашей предыдущей работе [1] мы подробно изучили процессы спин-орбитальной релаксации на серии образцов гетероструктур InP/In<sub>0.53</sub>Ga<sub>0.47</sub>As с различной концентрацией носителей, заполняющих только одну подзону размерного квантования. При этом было показано, что достаточно быстрая релаксация спина электронов в этих структурах связана с существованием спинового расщепления электронной подзоны из-за пониженной симметрии, присущей этой структуре [7]. Во-первых, из-за отсутствия центра инверсии кристаллической решетки соединений A<sup>III</sup>B<sup>V</sup> (механизм Дрессельхауза [12]). Во-вторых, из-за несимметричности формы квантовой ямы на гетерогранице (треугольной), связанной с существованием встроенного электрического поля  $F$  (механизм Рашбы [13]). В работе [1] для анализа магнитопроводимости 2МЭГ в этих структурах была использована новая теория [10], независимо учитывающая вклады различных механизмов релаксации спина. Обнаружено, что параметры спиновой когерентности быстро возрастают с увеличением  $n_s$ , а сравнительный анализ экспериментальных концентрационных зависимостей в сопоставлении с теоретическими позволил показать, что основной вклад в релаксацию спина в исследуемых структурах вносит механизм Рашбы [13]. При этом величина спинового расщепления зоны пропорциональна волновому вектору электрона  $k$  и величине встроенного электрического поля  $F$ , а для характерной частоты спин-орбитального рассеяния может быть написано выражение

$$\frac{1}{\tau_s} = \alpha^2 \tau k_F^2 F^2, \quad (7)$$

где коэффициент  $\alpha$  является константой, характеризующей энергетический спектр полупроводника, в котором локализован 2МЭГ,  $\tau$  — время релаксации импульса, а  $k_F$  — волновой вектор электрона на уровне Ферми.

В случае заполнения одной подзоны размерного квантования

$$k_F = \sqrt{2\pi n_s}, \quad D = \frac{\pi \hbar^2}{m^2} n_s \tau$$

и параметр спиновой когерентности, связанный с механизмом Рашбы, определяется только величиной встроенного поля:

$$H_s = \frac{m^2 c}{2e} \alpha^2 F^2. \quad (8)$$

Поле  $F$  у гетерограницы определяется распределением зарядов в структуре и в первом приближении линейно зависит от концентрации 2МЭГ. Это объясняет найденную нами в работах [1,14] зависимость параметра спиновой когерентности  $H_s$  от концентрации 2 МЭГ, а именно быстрое возрастание  $H_s$  с увеличением  $n_s$  для образцов с концентрацией  $n_s$  в диапазоне  $(2-5.5) \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ , заполняющих только одну подзону размерного квантования. Наблюдаемое на рис. 4, *b* при  $n_s < n_{\text{max}}$  падение  $H_s$  с увеличением  $n_s$ , на первый взгляд, противоречит как теоретическому выражению (8), так и экспериментальным результатам, полученным в работе [14]. Однако необходимо отметить тот факт, что электрическое поле на гетерогранице определяется не только зарядом двумерных электронов, но и всем распределением зарядов в системе. В случае произвольного распределения зарядов в системе найти аналитическое выражение для среднего электрического поля не удастся. Численно эту задачу решал Андо [15] для случая, когда в слое узкозонного полупроводника кроме 2МЭГ существуют остаточные примеси с концентрацией "на квадрат"  $N_0 \ll n_s$ . Аналитические результаты, полученные в [16-18] для аппроксимации расчетных кривых, могут быть представлены в следующем виде:

$$F = \frac{4\pi e}{\chi} (fn_s + N_0), \quad (9)$$

где  $f$  — коэффициент, определяемый в первую очередь видом волновой функции двумерных электронов,  $\chi$  — диэлектрическая проницаемость.

Эффект замороженной фотопроводимости в исследованных структурах связан с разделением носителей встроенным электрическим полем, захватом дырок остаточными ионизованными акцепторами в слое узкозонного материала  $\text{InGaAs}$ , а также поверхностными состояниями в случае тонкого верхнего слоя [4]. Это означает, что если освещение системы межзонным светом приводит к увеличению  $n_s$  на величину  $\Delta n$ , то одновременно на ту же величину уменьшается концентрация  $N_0$ . В результате для среднего поля в состоянии ЗФП можно записать следующее выражение:

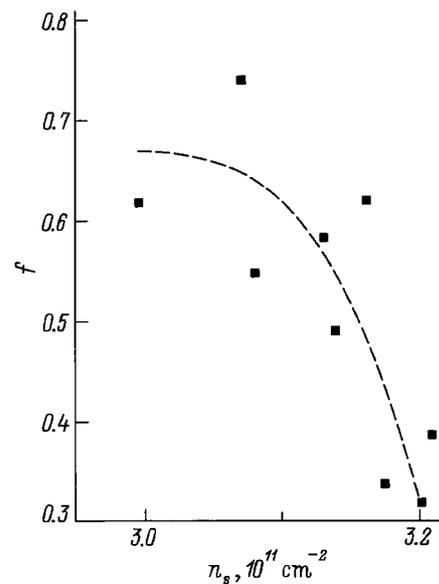
$$F = F^0 + \frac{4\pi e}{\chi} \Delta n (f - 1). \quad (10)$$

Здесь и далее верхний индекс "0" соответствует параметрам системы в исходном состоянии. Видно, что изменение поля  $F$  и, соответственно, параметра  $H_s$  с

увеличением концентрации электронов в режиме ЗФП определяется величиной коэффициента  $f$ :  $H_s$  возрастает при  $f > 1$  и падает при  $f < 1$ . Подставляя выражение (10) в (8), можно, сопоставляя изменение величины  $\Delta H_s$  соответствующим изменениям концентрации 2МЭГ  $\Delta n_s$ , найти величину параметра  $f$ :

$$f = \frac{2 \frac{\Delta n}{n_s^0} + \frac{N_0^0}{n_s^0} \frac{\Delta H_s}{H_s^0}}{2 \frac{\Delta n}{n_s^0} + \frac{\Delta H_s}{H_s^0}}, \quad (11)$$

где  $\Delta n = n_s - n_s^0$ , а  $\Delta H_s = H_s - H_s^0$ . На рис. 5 представлена концентрационная зависимость параметра  $f$ , определенная из экспериментальной зависимости  $H_s(n_s)$  при использовании выражения (11) для  $n_s < n_{\text{max}}$ . Величина концентрации остаточной примеси в исходном состоянии определялась как максимальное изменение концентрация 2МЭГ в режиме насыщения ЗФП  $N_0^0 = 8 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ . Столь большая величина  $N_0^0$  определяется перезарядкой состояний на поверхности тонкого слоя  $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ , содержащего 2МЭГ и являющегося верхним слоем в структуре. Из данных, приведенных на рис. 5, видно, что экспериментальная зависимость  $H_s(n_s)$  соответствует величине  $f = 0.6 \pm 0.1$  при концентрациях, близких к исходной, и уменьшению до значений  $f \cong 0.35$  при  $n_s \rightarrow n_{\text{max}}$ . Параметр  $f$  был введен в работах [15-17] для достижения наилучшего согласия с численным расчетом и был близок к 0.5. Это находится в неплохом согласии с полученными нами экспериментальными результатами для состояний структуры, близких к исходному. В настоящее время отсутствуют теоретические предсказания о



**Рис. 5.** Концентрационная зависимость параметра  $f$  в выражении для среднего электрического поля в гетероструктуре  $F$  (9), полученная из зависимости  $H_s(n_s)$  в области заполнения только первой подзоны размерного квантования (см. рис. 4, *a*).

том, как должен изменяться этот параметр при перераспределении зарядов, связанном с эффектом ЗФП.

Так как  $\Delta F = 4\pi e\Delta n(f-1)/\chi$  (см. (10)), и  $f < 1$ , величина встроенного поля  $F$  (9) в режиме ЗФП в нашем случае уменьшается и соответственно убывает величина  $H_s$  (8), что снимает отмеченное выше противоречие для зависимости  $H_s(n_s)$  при  $n_s < n_{\max}$ , представленной на рис. 3, *b*, с данными из работы [1]. Таким образом, наблюдавшееся нами ранее падение величины  $H_s$  при переводе образца в режим замороженной фотопроводимости [1] связан не с заполнением второй подзоны, как предполагалось в той работе, а с перераспределением зарядов в системе, происходящими в режиме ЗФП и приводящими к уменьшению встроенного поля в квантовой яме, несмотря на увеличение концентрации 2МЭГ.

Перейдем теперь к рассмотрению зависимости  $H_s(n_s)$  при концентрациях, превышающих  $n_{\max}$ , т. е. когда во второй подзоне размерного квантования появляются первые носители. Из данных, приведенных на рис. 4, *b*, видно, что на фоне общей тенденции к уменьшению  $H_s$  в начале заполнения второй подзоны наблюдается локальный максимум величины  $H_s$ . Здесь, так же как и ранее в случае с  $H_\varphi$ , определенная из эксперимента величина  $H_s$  является эффективным параметром, определяемым в общем случае временами  $\tau_{si}$  и коэффициентами диффузии  $D_i$  в первой ( $i = 1$ ) и второй ( $i = 2$ ) подзонах, а также межподзонными переходами электронов. В случае быстрой межподзонной релаксации можно записать

$$\tau_s^{-1} = \frac{\tau_{s1}^{-1}g_1 + \tau_{s2}^{-1}g_2}{g_1 + g_2}, \quad D = \frac{D_1g_1 + D_2g_2}{g_1 + g_2},$$

где  $g_1$  и  $g_2$  — плотности состояний в первой и второй подзонах соответственно, а нижние цифровые индексы, так же как и раньше, соответствуют номерам подзон размерного квантования. В результате получаем

$$H_s = \frac{\sigma_1 H_{s1} + \sigma_2 H_{s2}}{\sigma}. \quad (12)$$

В случае, когда в обеих подзонах основным механизмом релаксации спина является механизм Рашбы, значения  $H_{s1}$  и  $H_{s2}$  не зависят от волнового вектора электрона, а определяются только величиной встроенного электрического поля  $F$ . Это означает, что параметры  $H_{si}$ , характеризующие скорость релаксации спина в первой и второй подзонах, будут близкими по величине, независимо от степени заполнения второй подзоны. Таким образом, полагая  $H_{s1} \cong H_{s2}$  и  $\sigma \cong \sigma_1 \gg \sigma_2$ , при малом заполнении второй подзоны выражение (12) может быть преобразовано к следующему виду:

$$H_s \approx H_{s1} \left(1 + \frac{\sigma_2}{\sigma}\right). \quad (13)$$

Проведенный выше анализ свидетельствует о том, что электрическое поле  $F$ , а значит и  $H_{s1}$ , уменьшается с увеличением концентрации в режиме ЗФП. Таким

образом, имеются два конкурирующих фактора: с увеличением концентрации величина  $H_{s1}$  уменьшается, а проводимость второй подзоны возрастает. Это и приводит к наблюдаемому в эксперименте максимуму в зависимости  $H_s(n_s)$  при концентрации, несколько превышающей значение  $n_{\max}$  (при  $n_s = 3.35 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  на рис. 4, *b*). Таким образом, при заполнении второй подзоны размерного квантования наблюдается локальный максимум величины  $H_s$ , который связан с тем, что из-за преобладания механизма Рашбы в релаксации спина величина  $H_{s2} \approx H_{s1}$ , т. е. одного порядка при любой концентрации носителей во второй подзоне, а вклад второй подзоны возрастает при увеличении ее проводимости.

## 5. Заключение

Проведено исследование слабополевого магнитосопротивления двумерного электронного газа в селективно легированных гетероструктурах  $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{InP}$  при изменении состояния системы путем освещения образца межзонным светом и перевода его в состояние замороженной фотопроводимости.

Анализ соответствующих изменений величины и положения экстремума (так называемого анитлокализационного максимума) в зависимостях магнитопроводимости от магнитного поля позволил для всех состояний образца определить параметры, характеризующие нарушение фазовой ( $H_\varphi$ ) и спиновой ( $H_s$ ) когерентностей. Полученные таким образом зависимости  $H_\varphi(n_s)$  и  $H_s(n_s)$  проанализированы как в области малой концентрации, где носители находятся только в первой подзоне размерного квантования, так и в области слабого заполнения второй подзоны. Получены следующие основные результаты:

- резкий скачок величины  $H_\varphi$  (характеризующей фазовую когерентность) при появлении носителей во второй подзоне размерного квантования связан с большой скоростью релаксации фазы электронной волновой функции во второй подзоне при малом ее заполнении, а не со скачком в плотности состояний, как предполагалось ранее [17];

- наблюдавшееся нами ранее [1] падение величины  $H_s$  после перехода образца в режим замороженной фотопроводимости связан с перераспределением зарядов в системе, происходящим в режиме замороженной фотопроводимости и приводящим к уменьшению встроенного поля в квантовой яме, несмотря на увеличение концентрации 2МЭГ, а не с заполнением второй подзоны, как предполагалось в работе [1];

- при заполнении второй подзоны размерного квантования наблюдается локальный максимум величины  $H_s$ . Он связан с тем, что величины  $H_{s2} \approx H_{s1}$  при любой концентрации носителей во второй подзоне (из-за преобладания механизма Рашбы в процессах спин-орбитального взаимодействия), а вклад второй подзоны возрастает при увеличении ее проводимости.

Описанные механизмы позволяют качественно описать все наблюдавшиеся в эксперименте особенности, однако количественное описание их возможно только при уточнении зависимости величины встроенного электрического поля от распределения зарядов в селективно легированных гетероструктурах и их перераспределения в режиме замороженной фотопроводимости, а также уточнения теоретических выражений, описывающих слабую локализацию электронов в двух подзонах размерного квантования при различных соотношениях характерных времен в системе, включая время межподзонного рассеяния.

Работа выполнена при финансовой поддержке фондов INTAS-RFFI (грант 95-IN/RU-533) и РФФИ (грант 98-02-18396).

## Список литературы

- [1] А.М. Крещук, С.В. Новиков, Т.А. Полянская, И.Г. Савельев. ФТП, **31**, 459 (1997).
- [2] Sh. Iwabuchi, Y. Nagaoka. J. Phys. Soc. Jap., **58**, 1325 (1989).
- [3] Л.В. Голубев, А.М. Крещук, С.В. Новиков, Т.А. Полянская, И.Г. Савельев, И.И. Сайдашев. ФТП, **22**, 1948 (1988).
- [4] А.М. Крещук, С.В. Новиков, И.Г. Савельев. ФТП, **26**, 1375 (1992).
- [5] S. Mori, T. Ando. Phys. Rev. B, **19**, 6433 (1979).
- [6] А.М.Крешчук, С.В. Новиков, Т.А. Polyanskaya, I.G. Savel'ev, A.Ya. Shik, J. Cryst. Growth, **146**, 153 (1995).
- [7] К.Б. Ефетов. ЖЭТФ, **78**, 2017 (1980); S. Hikami, A.I. Larkin, Y. Nagaoka. Prog. Theor. Phys., **63**, 707 (1980).
- [8] Б.Л. Альтшулер, А.Г. Аронов, А.И. Ларкин, Д.Е. Хмельницкий. ЖЭТФ, **81**, 788 (1981).
- [9] М.И. Дьяконов, В.И. Перель. ЖЭТФ, **60**, 1954 (1971).
- [10] F.G. Pikus, G.E. Pikus. Phys. Rev. B, **51**, 16 928 (1995).
- [11] B.L. Altshuler, A.G. Aronov, D.E. Khmel'nitskii. J. Phys. C, **15**, 7367 (1982).
- [12] G. Dresselhaus. Phys. Rev., **100**, 580 (1955).
- [13] Yu.L. Bychkov, E.I. Rashba. J. Phys. C, **17**, 6093 (1984).
- [14] А.М. Крешчук, С.В. Новиков, Т.А. Polyanskaya, I.G. Savel'ev. Semicond. Sci. Techn. **13**, 384 (1998).
- [15] T. Ando. J. Phys. Soc. Jap., **51**, 3842 (1982).
- [16] F. Stern, S.D. Sarma. Phys. Rev. B, **30**, 840 (1984).
- [17] J. Yoshida. IEEE Trans. Electron. Dev., **ED-33**, 154 (1986).
- [18] G.M. Gusev, Z.D. Kvon, I.G. Neizvestnyi, V.N. Ovsuk. Sol. St. Commun., **46**, 169 (1983).

Редактор Т.А. Полянская

## Low-field magnetoresistance of the selectively-doped $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{InP}$ heterostructures with two-dimensional electrons in the persistence photoconductivity state

D.D. Bykanov, A.M. Kreshchuk, S.V. Novikov, T.A. Polyanskaya, I.G. Savel'ev

A.F. Ioffe Physicotechnical Institute,  
Russian Academy of Sciences,  
194021 St. Petersburg, Russia

**Abstract** Low-field magnetoresistance has been studied in selectively-doped  $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{InP}$  heterostructures with two-dimensional electron gas. State of the system was varied by the interband light, which allowed to transfer samples into the persistence photoconductivity state. Parameters  $H_\varphi$  and  $H_s$  characterizing phase and spin coherency, respectively, were determined and analyzed both at low 2DEG density, which corresponds to the first subband filling, and at the outset of the second subband filling. Charges redistribution under persistence photoconductivity state and relaxation processes in the second subband (even at the outset of filling) allowed to describe all observed experimental features.